

Обращенный эффект Доплера при отражении от фронта ударной электромагнитной волны

© А.М. Белянцев, А.Б. Козырев

Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: kozyrev@ipm.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 18 апреля 2002 г.)

Показана возможность наблюдения обращенного эффекта Доплера в электродинамической системе типа связанных линий передачи с различными типами дисперсии.

Сравнительно недавно появились работы по созданию искусственных сред с одновременно отрицательными эффективными диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями [1]. Основная привлекательность таких искусственных сред представляется в возможности наблюдения в них обращенных эффектов [2], в частности обращенного эффекта Доплера в СВЧ диапазоне при внесении в них нелинейных „вкраплений“ для организации движущейся границы параметров среды.

Ниже предлагается нелинейная электродинамическая система, в которой обращенный эффект Доплера может быть относительно просто реализован при положительных ϵ и μ заполняющей ее среды. Как было показано в работе [3], ударная электромагнитная волна (УЭМВ), распространяющаяся в электродинамической системе типа связанных линий передачи (ЛП) с различным характером дисперсии, может эффективно возбуждать высокочастотную обратную волну. При этом видеоимпульс по мере его распространения в электродинамической системе с нелинейной средой, обладающей гистерезисными свойствами и длительное время сохраняющей насыщенное состояние, трансформируется в радиоимпульс с частотой заполнения, соответствующей условию синхронизма, т.е. когда фазовая скорость волны $v_p(\omega)$ равна скорости УЭМВ v_s . В случае обратных волн $v_g(\omega) \cdot v_p(\omega) < 0$ ($v_g(\omega)$ — групповая скорость) генерируемый УЭМВ радиоимпульс может быть „развернут“ вдогонку фронта УЭМВ, например, отражением от входа электродинамической системы. При $|v_g(\omega)| > v_p(\omega) = v_s$ обратная волна (радиоимпульс) будет догонять фронт УЭМВ и отражаться от убегающей границы раздела линейная–нелинейная среда. Отраженный от убегающего фронта УЭМВ радиоимпульс будет иметь большую частоту заполнения, чем в падающем на него радиоимпульсе (обращенный эффект Доплера [2]).

Для реализации такого сценария электродинамическая система должна допускать как формирование УЭМВ, так и при насыщенной нелинейности существование обратных волн, имеющих в некотором частотном диапазоне $v_p(\omega) < |v_g(\omega)|$. Такую электродинамическую систему можно создать, связав две ЛП, одна из которых линейна и имеет аномальную дисперсию (обратные

волны или волну с доминирующей обратной нулевой пространственной гармоникой), а вторая — нелинейная ЛП с нормальной дисперсией (прямая волна) при насыщенной нелинейности. При использовании в качестве нелинейной среды феррита оптимальной линией передачи с нормальной дисперсией представляется коаксиальная (или квазикоаксиальная) линия передачи, в которой могут формироваться УЭМВ с крутыми (до десятых долей ns) фронтами. В качестве ЛП с аномальной дисперсией может быть взята, например, встречно-штыревая замедляющая система в экране [4,5], в которой при соответствующем подборе параметров основная пространственная гармоника является обратной и до-

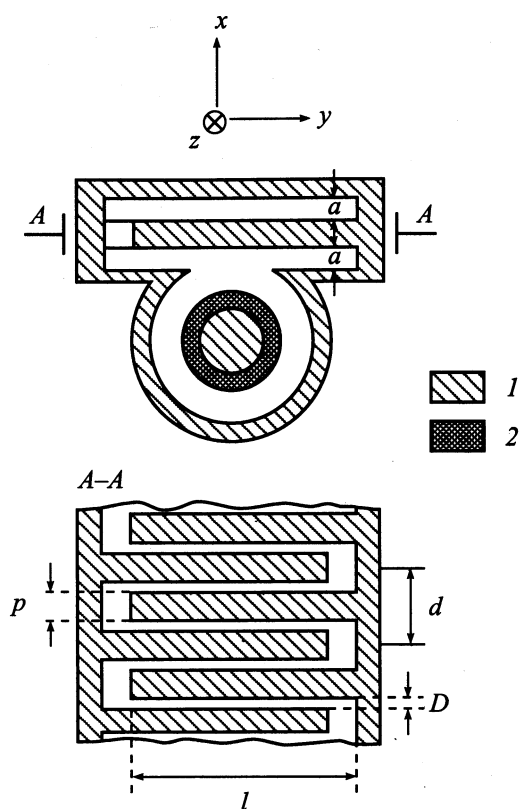


Рис. 1. Конструкция связанных квазикоаксиальной ЛП и встречно-штыревой замедляющей системы. 1 — металл, 2 — феррит.

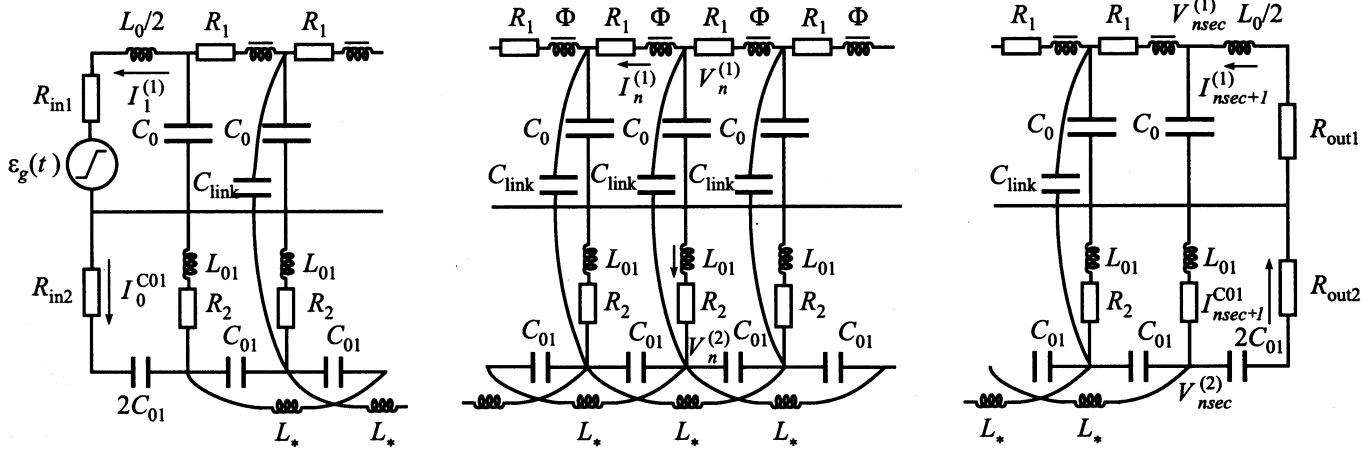


Рис. 2. Эквивалентная схема электродинамической системы, показанной на рис. 1.

минирующей, к тому же в определенном частотном диапазоне фазовая скорость основной гармоники по модулю может быть меньше групповой (рис. 1). Такие замедляющие системы в основном используются в широкополосных лампах обратной волны. Дисперсионное уравнение встречно-штыревой системы, рассчитанное методом многопроводных линий, имеет вид

$$\tan^2 \frac{kl\sqrt{\varepsilon}}{2} = \frac{\gamma_0 + 4\gamma_1 \cos^2 \varphi/2}{\gamma_0 + 4\gamma_1 \sin^2 \varphi/2}, \quad (1)$$

где

$$\gamma_0 = 4\pi\varepsilon(d - D)(1/a - 1/b), \quad \gamma_1 = 4\pi\varepsilon\rho/D,$$

φ — сдвиг фазы на периоде системы d , l — длина штырей, $k = \omega/c$, ε — диэлектрическая проницаемость.

Связать эти ЛП можно через узкую продольную щель во внешних экранах, как показано на рис. 1.

Дисперсионные характеристики встречно-штыревой системы удобно аппроксимировать CL -цепочкой с перекрестными индуктивными связями через одно звено. ЛП с нормальной дисперсией удобно аппроксимировать обычной LC -цепочкой. При связи через узкую щель в центре экранов взаимодействие линий передачи осуществляется только через электрическое поле, поэтому в эквивалентной схеме электродинамической системы (рис. 2) связь линий передачи учитывается емкостью связи C_* , величина которой легко может меняться параметрами системы. Таким образом, для моделирования процесса эволюции и распространения волн в такой электродинамической системе удобно использовать эквивалентную схему, приведенную на рис. 2 [3]. Дисперсионные характеристики связанных ЛП, рассчитанные с использованием эквивалентной схемы (рис. 2), приведены на рис. 3, здесь же приведены и параметры эквивалентной схемы. Как видно из рис. 3, дисперсионные характеристики имеют две ветки. Синхронизм УЭМВ с обратной волной возможен как на низкочастотной, так и на высокочастотной ветви (рис. 3) соответственно на

частотах ω_{synch1} и ω_{synch2} , однако параметры связанных ЛП и амплитуда УЭМВ выбраны так, что только для низкочастотной синхронной волны выполняется условие $v_p(\omega_{\text{synch1}}) = v_s < |v_g(\omega_{\text{synch1}})|$, когда генерируемый УЭМВ радиоимпульс с частотой заполнения ω_{synch1} при отражении от входа электродинамической системы будет набегать на фронт УЭМВ. Очевидно, что все частоты вторичных волн ω_{sec} , возникающих на границе линейная–нелинейная среда, движущейся со скоростью $\mathbf{v} = \mathbf{v}_s$, связаны с частотой падающей волны $\omega_{\text{in}} = \omega_{\text{synch1}}$ хорошо известной формулой Доплера [2]

$$\frac{\omega_{\text{sec}}}{\omega_{\text{in}}} = \frac{1 - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}_{\text{in}})/v_{\text{in}}^2}{1 - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}_{\text{sec}})/v_{\text{sec}}^2}, \quad (2)$$

где \mathbf{v}_{in} и \mathbf{v}_{sec} — фазовые скорости падающей и вторичных волн.

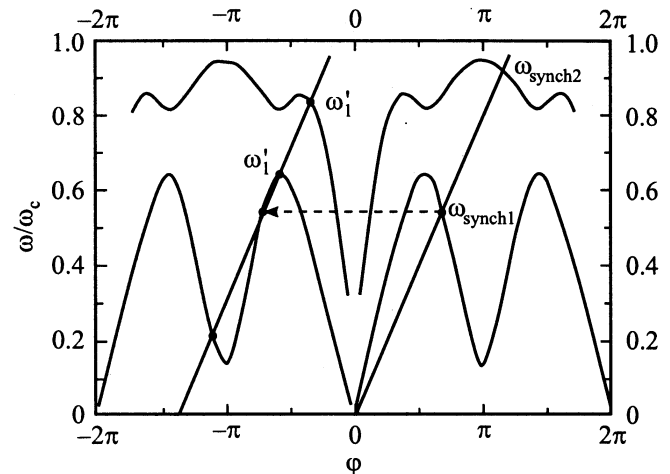


Рис. 3. Зависимость относительной частоты ω/ω_c ($\omega_c = 2/(L_0C_0)^{1/2}$) от относительного волнового числа $\varphi = k/d$ (d — период системы) для связанных ЛП с нормальной дисперсией и встречно-штыревой замедляющей системы следующими параметрами: $C_{01}/C_0 = 0.1$, $C_{\text{link}}/C_0 = 0.16$, $L_*/L_0 = 5$, $L_{01}/L_0 = 22.5$.

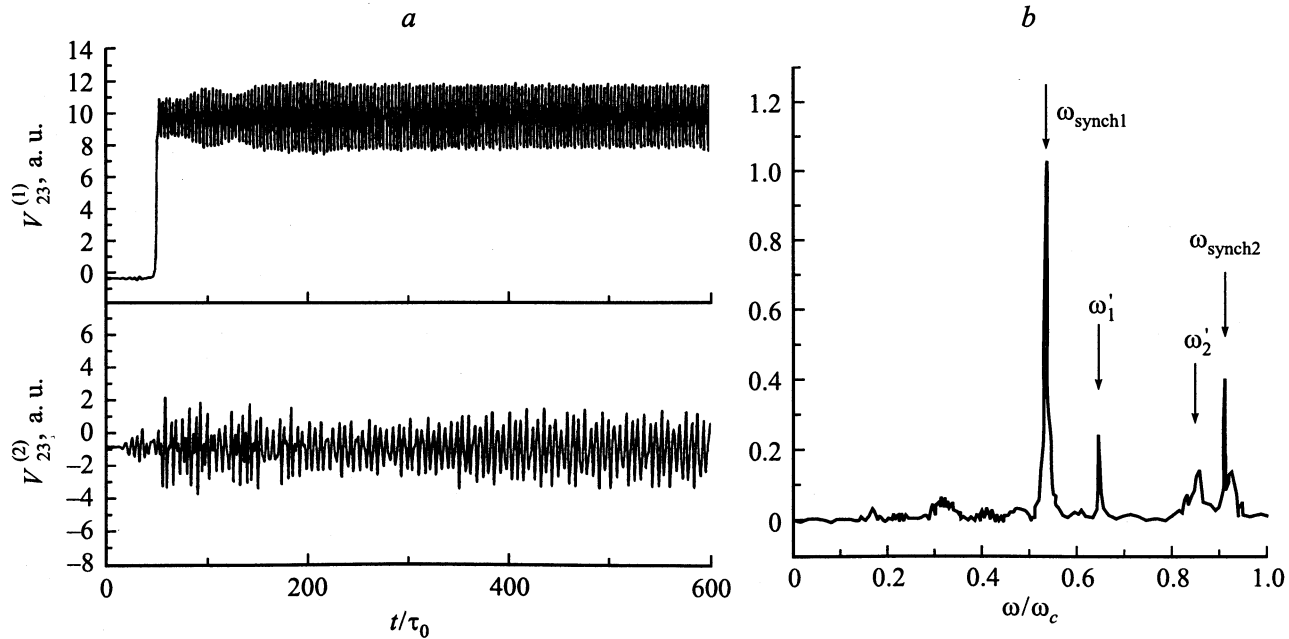


Рис. 4. Осциллограммы напряжения в 23-й ячейке линии с нормальной $V_{23}^{(1)}/V_s$ и аномальной $V_{23}^{(2)}/V_s$ дисперсиями, нормированные на амплитуду УЭМВ (а), а также спектр осциллограммы напряжения в линии с аномальной дисперсией (б). Параметры нелинейности и амплитуда входного видеоимпульса выбраны так, что скорость УЭМВ равна $v_s/v_0 = 0.506$ ($v_0 = d/(L_0C_0)^{1/2}$), что соответствует наклону прямой на рис. 2 (здесь $\tau_0 = (L_0C_0)^{1/2}$).

Соотношение (2) позволяет графически определить все частоты вторичных волн. Они соответствуют точкам пересечения прямой с наклоном v_s , проходящей через точку на дисперсионной кривой для отраженной от входа генерируемой синхронной волны (рис. 3). В рассматриваемом случае все вторичные волны прямые и для всех них выполняется условие излучения. При этом две вторичные волны имеют частоты, большие, чем частота набегающей на фронт УЭМВ волны ($\omega'_1, \omega'_2 > \omega_{\text{synch1}}$).

При использовании эквивалентной схемы на рис. 2, волновые процессы в нелинейной электродинамической системе описываются обычными разностными уравнениями Кирхгоффа [6]. При быстром некогерентном перемагничивании феррита в коаксиальной ЛПП изменение намагниченности феррита определяется уравнением [6]

$$\frac{dM_{ln}}{dt} = -\frac{\alpha\gamma}{(1+\alpha^2)M} (M^2 - M_{ln}^2) H_n(I_n^{(1)}), \quad (3)$$

где $I_n^{(1)}$, M_{ln} , $H(I_n^{(1)})$ — соответственно ток в феррите, величина усредненного вектора намагниченности (он параллелен магнитному полю) и магнитное поле в n -й ячейке нелинейной ЛПП, M — намагниченность насыщения феррита, γ — абсолютная величина гиромангнитного отношения, α — коэффициент диссипации.

Система уравнений Кирхгоффа [6] и уравнения (3) решалась численным методом Рунге–Кутты 4-го порядка. При этом, как и в работе [6], мы полагали, что в начальный момент времени ($t = 0$) токи и напряжения во всех ячейках равны 0 и задана некоторая начальная

намагниченность феррита, а на вход ЛПП с нормальной дисперсией подается полубесконечный перепад напряжения.

На рис. 4 приведена полученная численным методом типичная зависимость от времени относительного напряжения в узлах ЛПП с нормальной (а) и аномальной (б) дисперсиями при коротком замыкании по высокой частоте входа ЛПП с аномальной дисперсией. Как видно из приведенного численного эксперимента, набегающая на фронт УЭМВ обратная волна частично „просачивается“ через бегущую границу линейной и нелинейной сред (прошедший сквозь фронт УЭМВ сигнал более заметен на осциллограмме напряжения в ЛПП с аномальной дисперсией). При этом прошедшее через фронт УЭМВ излучение быстро затухает. На рис. 4 приведен спектральный состав колебаний в ЛПП с аномальной дисперсией. В спектре хорошо видны пики, соответствующие низкочастотной и высокочастотной синхронным волнам (ω_{synch1} и ω_{synch2}), а также пики, соответствующие вторичным волнам с частотами ω'_1 и ω'_2 . Отметим, что центры спектральных линий вторичных волн находятся в хорошем соответствии с частотами, найденными при решении уравнения (2). Амплитуды вторичных волн на частотах ω'_1, ω'_2 составляют соответственно 20 и 10% от амплитуды, падающей на фронт УЭМВ обратной волны. Очевидно, что поскольку в рассматриваемой выше нелинейной электродинамической системе отражения от входа генерируемая УЭМВ волна и прямые вторичные волны бегут ко входу электродинамической системы, то радиоимпульс на выходе будет иметь трехчастотное заполнение. При этом две более высокие частоты запол-

нения радиоимпульса возникают за счет обращенного эффекта Доплера.

Таким образом, результаты численного моделирования показали, что в электродинамической системе типа связанных встречно-штыревой замедляющей системы и квазикоаксиальной ЛП при определенных параметрах возможно наблюдение обращенного эффекта Доплера. Этот эффект может быть использован для прямого преобразования видеоимпульса в радиоимпульс с многочастотным заполнением. При этом спектром генерируемого сигнала легко управлять электронным образом (меняя амплитуду входного видеоимпульса или начальное подмагничивание заполняющего ЛП феррита).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 99-02-18046).

Список литературы

- [1] *Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. N 18. P. 4184–4187.
- [2] *Островский Л.А., Степанов Н.С.* // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1971. Т. 14. № 4. С. 488–529.
- [3] *Белянцев А.М., Козырев А.Б.* // *ЖТФ.* 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 79–82.
- [4] *Силин Р.А., Сазонов В.П.* *Замедляющие структуры.* М.: Сов. радио, 1966.
- [5] *Cross-Field Microwaver Devices.* Vol. 1, 2. New York; London: Academic Press, 1965.
- [6] *Белянцев А.М., Козырев А.Б.* // *ЖТФ.* 1998. Т. 68. Вып. 1. С. 89–95.